



TITLE:

$^3\text{P}$  Pairingの超流動について(基研  
研究会報告「 $\text{H}^3_{\text{e}}$ の超流動」)

AUTHOR(S):

藤田, 利光

---

CITATION:

藤田, 利光.  $^3\text{P}$  Pairingの超流動について(基研研究会報告「 $\text{H}^3_{\text{e}}$ の超流動」). 物性研究 1974, 22(2): B11-B13

ISSUE DATE:

1974-05-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/88786>

RIGHT:

$^3\text{P}$  Pairing の超流動について

和歌山大・教育 藤 田 利 光

$\text{H}_e^3$  の anormalous state が triplet 状態の粒子対による B.C.S. 状態であろうということは多くの人々によって認められてきているが、それが P であるか F であるかに関しては一致した見解はまだない。しかし、1つの例として  $^3\text{P}$  状態を調べることで、anisotropic な超伝導の特徴的な事がいくらか知られるのではなかろうか。最初に  $^3\text{P}_1$  を取り扱うのは、スピンによらない相互作用が dipole 間のものだけとすると  $J=1$  のみ引力になるという理由の外に、この状態が anisotropic な超流動としては最も簡単な状態だということがある（すぐわかるように、 $^3\text{P}_0$  状態の order parameter は等方的で、ふつうの超伝導の G-L 方程式に従う）。もちろん初めの理由は心細いもので、流れがあれば  $J$  はよい量子数でもなく、Anderson-Brinkmann, Nakajima 等の指摘によれば、実現されている状態は dipole 相互作用よりもむしろ paramagnon 効果によってきまる<sup>(1)</sup>。後でもっと現実性のある状態として、ESP (Equal Spin Pairing) 状態について調べる。ここで用いるのは G-L 近似の最も普通のもの、つまり空間変化については 2 回微分まで、order parameter については 2 次までの範囲で gap 方程式を展開したもので、前に  $^3\text{P}_2$  状態を扱ったことの議論を適用する<sup>(2)</sup>。

$^3\text{P}_1$  の order parameter は、スピンと軌道の量子化軸を一致させた表示で、次の形をしている。

$$\tilde{\Delta} \propto \begin{pmatrix} \sqrt{2} \psi_1 Y_1^0 + \sqrt{2} \psi_0 Y_1^{-1} & -\psi_1 Y_1 + \psi_{-1} Y_1^{-1} \\ -\psi_1 Y_1^1 + \psi_{-1} Y_1^{-1} & -\sqrt{2} \psi_0 Y_1^1 - \sqrt{2} \psi_{-1} Y_1^0 \end{pmatrix}$$

$\psi_{\pm 1} = 0$  とおけば、これは ESP の特殊な形になっている。流れがなければ、G-L 方程式の解のうち最低の自由エネルギーを与えるものは  $\psi_{-1} = -\psi_1^*$  の条件を満たし、Z 軸を適当にとれば  $\psi_0 = 0$ ,  $\psi_{\pm 1} = 0$  で記述される。

一様な流れのある状態を記述するには、流れの方向を Z 軸にとって  $\psi_m(Z) = e^{ikz} \psi_m$  とおけばよい。これを G-L 方程式に入れて解く。  $k \rightarrow 0$  で流れのない場合の基底状態

に移行するものは、①  $\psi_0 \neq 0, \psi_{\pm 1} = 0$ , ②  $\psi_0 = 0, \psi_1^2 = \psi_{-1}^2 \neq 0$  の2つである。②はZ軸をx-y平面内に適当にとれば①になり、同じ状態で縦方向と横方向に流れを生じたものがそれぞれ①, ②に対応するとみてもよい。 $k = 2mv_s$ として粒子の流れを書いたとき、 $v_s$ の係数として superfluid density が得られ、今の場合  $2\rho_{||} = \rho_{\perp}$  になって Saslow, Takagi の結果と一致する<sup>(3)</sup>。

渦状態は Pitaevskii に従って  $\psi_m(r, z, \varphi) = e^{iL_m\varphi} \psi_m(r, z)$  として、円筒座標で表わした方程式に入れて解く。 $^3P_2$  の場合と同様に、 $L_m + m = j$  が  $m$  によらない共通な値をとらねばならず、これをその渦を特徴づける量子数と呼ぶことにする。体系の角運動量  $\vec{L}$  に対する寄与は、 $j = 1$  のとき  $m = 1$  の成分は寄与がないというように、 $L_m$  によっている。系が回転しているとき、自由エネルギー  $F = F_0 - \vec{L} \cdot \vec{\Omega}$  を小さくする状態が実現するのだが、 $\vec{\Omega}$  をZ軸にとったとき  $L_m$  の大きな成分の order parameter が大きい程  $\vec{L}$  が大きくなり、回転エネルギーは得をする。一方、凝縮エネルギーは  $|\psi_1|^2 = |\psi_{-1}|^2$  の方が得をする。その上、 $j = 0$  でも、遠方で  $\psi_1 \rightarrow 0$  になるような状態があれば、これも可能である( $j = 0$  の場合には  $|\psi_1|^2 = |\psi_{-1}|^2$  では流れが打ち消しあってしまう)。これらを考慮して実現する状態をきめるには、実際に計算を行うより仕方がないことだろう。Z軸方向に変化のない状態については  $m$  の奇と偶それぞれ方程式を閉じさせることができ、そのうち  $\psi_0$  のみを残した解は普通の Pitaevskii の渦と同じである。この状態は、渦の中心から離れたところでは一様な流れの場合 ① の状態と、同じと考えてもよいので少なくとも  $\vec{\Omega}$  が小さい場合にはよい状態だと思われる。 $\vec{\Omega}$  が大きくなったときに、2本の渦ができるのか、 $j = 0$  で  $|\psi_1| \neq |\psi_{-1}|$  の状態がよいのか、 $j \neq 0$  で  $|\psi_1| = |\psi_{-1}|$  の状態か、等々ということはまだわからない。

次に E. S. P 状態を考える。これも order parameter の形を限定してはいるが、paramagnon 効果、空間変化を考えたときには、より現実的である。E. S. P の場合、G-L 方程式は全スピン量子数が1と-1のそれぞれに対して独立になり、スピンの添字を省略して議論できる。 $A \propto \sum_m \psi_m Y_1^m$  とすると、流れのない状態で自由エネルギーを最少にする解は、 $\psi_0^2 = 2\psi_1\psi_{-1}$  を満し、これは(広い意味で) A-M 状態と呼ばれているものである。今の場合、 $^3P_1$  とちがって、スピンと軌道の量子化軸は任意にとってよい。流れのある状態のうち  $k \rightarrow 0$  の極限で A-M 状態に移行するものは、軌道の量子化軸  $\hat{k}_z$  を適当にとれば  $\psi_1 \neq 0, \psi_0 = \psi_{-1} = 0$  に対して流れが  $\hat{k}_z$  に平行な場合と直角

な場合とに分けられる。超流動の粒子密度に対して、 $2\rho_{\parallel} = \rho_{\perp}$  が  $^3\text{P}_1$  の場合と同様に得られる。A-M 状態でない解は、 $k \rightarrow 0$  で  $\psi_0 \neq 0$ ,  $\psi_{\pm 1} = 0$  に移行し、流れの方向は  $\hat{k}_z \parallel v_s$  と  $\hat{k}_z \perp v_s$  の2つがある。超流動の粒子密度は  $\rho'_{\parallel} = 3\rho'_{\perp}$  を満し、これらも前の Takagi の結果に一致する。

渦状態の量子化則は  $^3\text{P}_1$  の場合と同じである。もっと一般的に言うと、 $\Delta_1, \Delta_0, \Delta_{-1}$  は微分項では couple しないので、 $\psi_{sm} = \exp(iL_{sm}\psi) \psi_{sm}$  としたとき  $L_{sm} + m = j_s$  となり、 $j_s$  は全スピンの量子数  $S$  のそれぞれについて一定であることが必要とされる。G-L 方程式の3次の項で異なる  $S$  についての coupling があると、 $j_s$  は  $S$  によらないことが要求されるが、ESP では  $\Delta_0 \equiv 0$  だから  $j_1$  と  $j_{-1}$  は異っていてもよい。 $^2\text{P}_1^2$  の場合とちがうのは、遠方で  $\psi_{-1} \neq 0$ ,  $\psi_0 = \psi_1 = 0$  になる状態が、凝縮エネルギーでも回転エネルギーでも得であるということだが、回転を大きくしたとき最初にできるのが、上の状態のうちでの、 $j=0$  のものか  $j=1$  のものかはわからない。いずれにせよ、遠方では  $\psi_{-1}$  だけが残ることが期待される。

このことは、前に述べたように、スピンの向きにはよらないから、 $\Delta_1$  も  $\Delta_{-1}$  も同様に渦の中心から離れたところでは  $Y_1^{-1}$  の形になる。Paramagnon 効果でよいとされている Anderson-Brinkman (A-B) 状態は丁度この形をしており、A-B 状態ならば回転したとき Paramagnon によるエネルギーをそれ程損しないで渦をつくることができる。スピンの方向を磁場でそろえて、回転により内部状態をそろえることができれば、dipole 相互作用のちがいにより、N.M.R. の shift に何らかの効果があることも考えてよい。

## 文 献

< Ref >

- 1) Kuroda の議論に詳しい。
- 2) T. Fujita and T. Tsuneto, Prog. Theor. Phys. 48 (1972), 766.
- 3) W. M. Saslow, Phys. Rev. Lett. 31 (1973), 870 S. Takagi, to be published.